

**Erzeugung
von Hochstromteilchenstrahlen durch
Niederdruckfunkenentladungen**

von

Christoph Schultheiß

aus

Erlangen

1979 # 169

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Erzeugung von Hochstromteilchenstrahlen durch Niederdruckfunkenentladungen

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Christoph Schultheiß

aus

Erlangen



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung : 14. Februar 1979

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. E. Schweizer

Erstberichterstatter : Prof. Dr. J. Christiansen

Zweitberichterstatter : Prof. Dr. J. Rahe

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	2
2. Versuchsmethode	4
3. Entladungsmechanismus	9
3.1 Die Schwellenspannung	9
3.2 Die Theorie des Pseudofunken	12
3.3 Mehr-Platten-Systeme mit zentraler Achse	19
4. Experimentelle Untersuchungen	26
5. Schlußfolgerungen	34

Erzeugung von Hochstromteilchenstrahlen durch Niederdruckfunkenentladungen

Zusammenfassung

Auf der Basis der Niederdruckfunkenentladungen wurde ein neuer Typ von Teilchenbeschleuniger entwickelt. In einer Gasatmosphäre bei Drücken in der Größenordnung von 1 mbar produziert er pulsierende Ionen- sowie Elektronenstrahlen von großer Intensität. Die Methode wurde angewandt, um einen Elektronenstrahl mit einer Stromdichte von mehr als 10^6 A/cm² bei einem Gesamtstrom von 140 A in Wasserstoff bei Teilchenenergien von ungefähr 70 keV zu produzieren. Es wird nachgewiesen, daß während der Entladung eine magnetische Begrenzung durch den Pinch-Effekt stattfindet. Entladungszeiten kleiner 5 ns und Wiederholfrequenzen bis 2 MHz wurden beobachtet.

1. Einleitung

Teilchenbeschleuniger, die hohe Ströme und Stromdichten liefern, gewinnen zunehmend an Bedeutung. Als Gründe dafür können Berechnungen verschiedener Autoren angeführt werden, die das Auslösen der thermonuklearen Fusion nach dem Beschluß eines Pellets durch Ionen- oder Elektronenstrahlen hoher Strom und Leistungsdichte ($E \sim 1\text{MJ}$; $I \sim 10^7 - 10^9\text{ A}$) für möglich halten [She 75, Cla 75, Win 75].

Diese Autoren zeigen u.a., daß man bei Teilchenstrahlen - im Gegensatz zur Laser-Pellet-Fusion [Emm 74] - die Teilchenenergie mit hohem Wirkungsgrad auf eine das Pellet umgebende Aufheizschicht (Gold 100 - 200 μm) transferieren kann.

Weitere Gründe für das Interesse an Teilchenbeschleunigern hoher Ströme und Stromdichten findet man in der Atom- und Kernphysik. Viele Fragestellungen in der Mittel- und Hochenergiephysik sind mit der Herstellung hochionisierter Teilchen verbunden. Man benötigt dazu einen Elektronenstrahl hoher Stromdichte, den man möglichst lange auf das zu ionisierende Gas einwirken läßt [Mül 78].

Schließlich sei noch auf die technische Anwendung hingewiesen. Mit intensiven Teilchenstrahlen lassen sich Materialien über den Zerstäubungsprozeß (Sputtern) bei Umgebungstemperaturen weit unterhalb des Schmelzpunktes bearbeiten. Zerstäubte, ansonsten schwer verdampfbare Materialien können den oben schon erwähnten kernphysikalischen Zwecken zugeführt werden.

Das Kennzeichen der in den vergangenen 10 Jahren entwickelten Hochstrombeschleuniger ist, daß die Erzeugung und die Beschleunigung der Ladungsträger bei der Entladung großer Kondensatoren gleichzeitig erfolgt. Für die Erzeugung von Ionen werden aus Gründen der Energiebilanz magnetisch isolierte Dioden verwendet. Ein außen angelegtes Magnetfeld lenkt die Ionen auf dem Weg zur Kathode nur geringfügig ab, während die Elektronen infolge magnetohydrodynamischer Drift am Verlassen der Kathodenplasmaschicht gehindert werden. Hier wie auch bei der Reflex-Triode [Hum 75], in der Elektronen durch eine durchlässige Anode zwischen der Kathode und einer virtuellen Kathode oszillieren, ist die Anode mit einem Material belegt, aus dem die Ionen rekrutiert werden. Die obengeschilderten Anlagen sind ausgelegt, Ionen im Pulsbetrieb mit hohem Wirkungsgrad herzustellen. Typische Werte sind Pulszeiten größer 20 ns, Ionen-

energie von 200 kV bis 3 MeV, Ströme von 6 kA bei Stromdichten von 300 A/cm² und Wirkungsgrade bis 40 %. Als ein großer Nachteil dieser Anlagen gilt der hohe Verschleiß der Entladungsräume, wenn man davon absieht, daß zwischen jeder Entladung die Oberflächenbelegung der Anode erneuert werden muß.

Die Extraktion der Ionenstrahlen geschieht bei diesen Beschleunigern über eine für Ionen durchlässige Kathode, wobei der Ionenstrahl aus Gründen der Raumladungsabstoßung mit thermischen Elektronen versetzt werden muß.

Aus den gleichen oben angeführten Gründen wurden auch Hochstromelektronenbeschleuniger entwickelt. Eine mit mikroskopisch feinen Metallfäden belegte Kathode emittiert bei Feldstärken von 1 MV/cm über den Feldeffekt Elektronen hoher Strömdichte. Die Anode des Elektronenbeschleunigers besteht aus einer Metallfolie, welche die Elektronen bei einer Beschleunigungsenergie von 1 MeV ohne nennenswerten Energieverlust passieren läßt [Win 68].

Ein wesentliches Charakteristikum solcher Elektronenbeschleuniger ist das problemlose Weiterleiten der Strahlen in Niederdruckgasen [Ben 34]. Unter bestimmten Bedingungen erzeugt ein Elektronenstrahl in Gasen mit einem Gasdruck im 1 mb Bereich ein schlauchartiges Gebilde von Ionen, in dem sich der Elektronenstrahl raumladungsneutralisiert bewegen kann. Der hier wirksam werdende Pinch-Effekt trägt zur Stabilisierung des Strahls wesentlich bei.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Teilchenbeschleuniger vorgestellt, der einen Ionen und Elektronenstrahl über eine funkenähnliche Hochspannungsgasentladung bildet. Die Strahlen verlassen das Beschleunigungssystem berührungslos. Bei Wirkungsgraden bis 70 % treten integrale Ströme von fast 200 A auf. Es werden Elektronenstrahldichten von mehr als 10⁶ A/cm² und Ionenstrahldichten von 10⁴ A/cm² bei Beschleunigungsspannungen von bis 150 kV beobachtet.

2. Versuchsmethode

Der elektrische Durchschlag in Gasen zwischen zwei Elektroden gehorcht dem Paschengesetz in universeller Weise. Das Gesetz besagt, daß die Durchbruchspannung U_d eine Funktion des Produktes $p \cdot d$

$$U_d = U_d(p \cdot d)$$

(p = Gasdruck, d = Entladungsweg) ist. Die Funktion $U_d(p \cdot d)$ besitzt ein Minimum im Bereich von $1 \text{ mb} \cdot \text{cm}$.

Bei großen $p \cdot d$ Werten - also im Hochdruckbereich - ist die Durchbruchspannung durch den Aufbau einer Funkenentladung aus einer Elektronenlawine charakterisiert. Im Minimum oder auf dem Weg zum Minimum der Funktion findet ein Übergang von der Zündung durch Elektronenlawine in die einer Townsend'schen Glimmentladung statt.

Bei noch kleineren $p \cdot d$ Werten, also links vom Minimum wächst U_d rapide an und es besteht eine Entladungsanomalie derart, daß funkenähnliche Entladungen auftreten können [Car 03, Fri 32, Qui 39]. Voraussetzung für die Untersuchung dieses $p \cdot d$ Bereiches ist eine besondere Isolierung der Elektrodenränder.

Der Niederdruckfunkenmechanismus wurde in dieser Arbeit untersucht. Es wurde festgestellt, daß die Entladung ein universelles Phänomen ist, dessen Mechanismus weitgehend unbekannt ist. Deshalb soll im folgenden diese funkenähnliche Entladung "Pseudofunke" genannt werden.

Das Problem, den Pseudofunken zu untersuchen ist es, eine Elektrodenanordnung aufzubauen, die es einem erlaubt, in $p \cdot d$ Bereichen links vom Minimum der Paschenkurve die Durchbruchspannung U_d zu messen. Legt man nämlich an ein paralleles Plattensystem (Fig. 1a), das 1 bis 3 mm voneinander entfernt ist und sich in Wasserstoffgas im Druckbereich von 10^{-2} bis 1 mb befindet, Spannung an, dann baut sich eine sogenannte Umwegentladung auf. Diese Entladung ist dadurch charakterisiert, daß der Weg, den die Entladung nimmt, wesentlich länger sein kann als der kürzeste Abstand zwischen den beiden Elektroden. In der bekannten Townsend'schen Zündbedingung ist somit mit d_{eff} der effektive Entladungsweg gemeint.

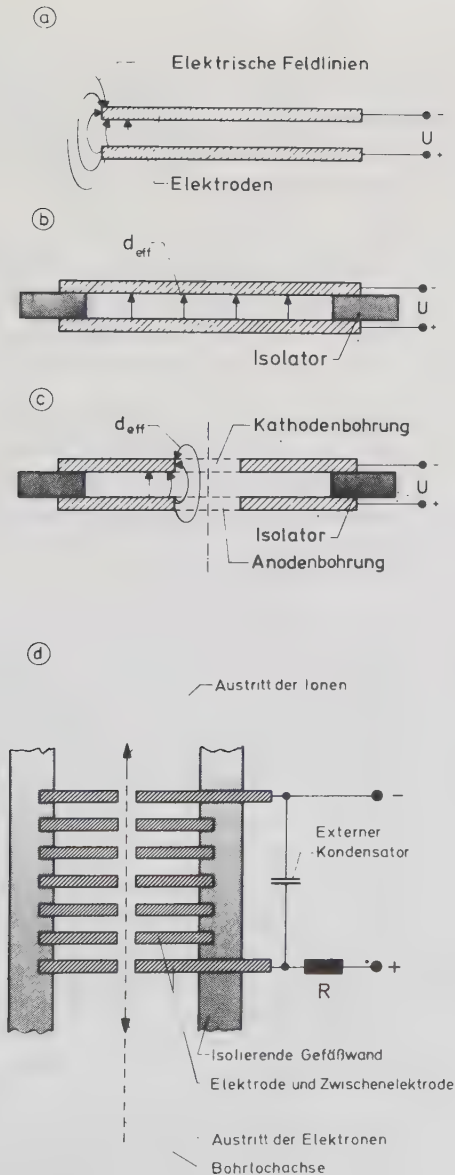


Fig. 1 Prinzip des Gasentladungssystems. Das System in Fig.1c zeigt ein Bohrloch, das in 1d eine Polyplattenanordnung.

$$\Gamma (e^{\alpha_{\text{eff}}} - 1) = 1 \quad (1)$$

Die Größen α , Γ sind der 1. und 2. Townsend'sche Koeffizient; α beschreibt die Stoßionisation in einer Elektronenlawine und ist das Produkt aus dem Gasdruck p und der Wahrscheinlichkeit eines Elektrons pro Druck- und Wegeinheit zu ionisieren; Die Größe Γ beschreibt die Elektronenemissionswahrscheinlichkeit nach dem Ionenstoß an der Kathode.

Der Grund für die Entladung auf einem Umweg längs der Elektronenrandfeldlinien (Fig. 1a) ist in der auf diesem Weg ausreichenden Ladungsträgervermehrung zu suchen. Mit einer solchen Elektrodenanordnung gelangt man nicht aus dem Minimum der Funktion $U_d(p \cdot d)$ in einen kleineren Wertebereich von $p \cdot d$.

Sorgt man, wie in Fig. 1b gezeigt, durch Isolierung der Elektrodenränder dafür, daß der maximale Entladungsweg der Plattenabstand ist, gelangt man über die Reduktion des Gasdruckes aus dem Minimum in den Bereich kleiner $p \cdot d$ Werte und es findet die oben erwähnte Pseudofunkenentladung statt.

Die Entladung selbst kann lokalisiert werden, wenn man - wie in Fig. 1d gezeigt - die parallelen Elektroden mit einem Bohrloch versieht. Man erreicht damit, daß im Bereich des Bohrloches der Entladungsweg d_{eff} wegen der Plattendicke größer ist als zwischen den Plattenelektroden. Durch diese Maßnahme bzw. durch die spezielle Geometrie vermeidet man Einflüsse der Randisolierung oder der Oberflächenbeschaffenheit des Elektrodenmaterials auf die Entladung. Wählt man die Plattendicke nicht zu klein, kann man damit also alle anderen zündungsbegünstigten Faktoren ausschalten.

Die stabilisierte Entwicklung der Entladung im Bereich des Bohrkanals wirkt sich auf den Aufbau einer Pseudofunkenentladung außerordentlich begünstigend aus. So beobachtet man bei einer planparallelen Anordnung wie in Fig. 1b bei $p \cdot d$ Werten links vom Minimum im allgemeinen nur eine Glimmentladung, die nur nach Entgasung der Elektroden und Konditionierung * des Gesamtsystems in eine Pseudofunkenentladung übergeht.

* Der Begriff Konditionierung stammt aus der Teilchenbeschleunigerterminologie und bezeichnet ein Verfahren, bei dem die Beschleunigungsspannung zur Vermeidung anfänglicher Hochspannungsüberschläge "langsam" hochgeregelt wird.

Man kann die Pseudofunkenentladung in einem weiten Bereich kleiner $p \cdot d$ Werte (links vom Minimum) beobachten. Bei sehr kleinen $p \cdot d$ Werten nimmt jedoch die Durchbruchsspannung U_d so große Werte an, daß in Abhängigkeit des Konditionierungsgrades die Entladung in eine Vakuumentladung übergeht, die nicht mehr durch den Bohrkanal kontrolliert wird.

Der Pseudofunke tritt nicht nur im Bereich des Bohrloches auf, sondern man beobachtet ein Ausweiten der Entladungsleuchterscheinung außerhalb des Systems in beiden Bohrlochachsenrichtungen. In Kapitel 4. wird gezeigt, daß der stabilisierte Pseudofunke gut fokussierte Elektronen und Ionenstrahlen mit hohem Wirkungsgrad ezeziert.

Untersuchungen der zeitlichen Entwicklung des Pseudofunkens zeigen, daß sich die im System gespeicherte kapazitive Energie (wenige pF) in ein paar Nanosekunden entlädt. Diese relativ kurze Entladungszeit hat auch den Ausschlag gegeben, diese Entladung in die Kategorie der Funken einzuordnen. Da aber die Vorgeschichte der Pseudofunkenentladung eine andere ist als beim Funken, wurde die Unterscheidung in der Bezeichnung gewählt.

Es können über den Pseudofunkenmechanismus auch externe Kapazitäten bis zu einer Kapazität von $10^{-7} F$ entladen werden. Die Entladung ist jedoch wegen des unvermeidbaren Einflusses der Induktivität der Stromzuführungen und der Eigeninduktivität des Kondensators verlängert. Da Untersuchungen darauf hinweisen, daß die Impedanz der Pseudofunkenentladung eine Funktion des Entladestroms und auch der Entladezeit ist, muß bei Verwendung von externen Kondensatoren zur Erreichung eines hohen Wirkungsgrades auf die Impedanzanpassung geachtet werden.

Ein wesentliches Charakteristikum der lochstabilisierten Pseudofunkenentladung ist das Hintereinanderschalten vieler Systeme, wie es in Fig. 1d gezeigt wird.

Die Geometrie der Anordnung verhindert in der Vorzündsituation eine Kopplung der Elektrodenräume untereinander. Es tritt nämlich bei der Anpassung der Townsend'schen Zündbedingung auf ein Vielplattensystem in Gleichung (1) für d_{eff} kein wesentlich größerer Weg auf als der mittlere Bohrlochabstand.

Die starke Entkopplung der Systeme untereinander ist dann beendet, wenn es zur Entladung kommt. Symptomatisch für die völlige Durchkopplung ist das kleine Zeitintervall von ca. 10 ns für die Pseudofunkenentladung und die auffällige Zunahme des Gesamtwirkungsgrades für den Teilchenausstoß aus dem Entladungsraum, der in einem bohrlochzentrierten Vielplattensystem bis zu hoher Effektivität aufläuft. Hierbei wird bis zu 70 % der Energie in die ejizierten Strahlen transferiert. Diese Merkmale sind geeignet, ein Vielplattensystem als kaskadenartigen Ionen- und Elektronenbeschleuniger zu verwenden. Die Gesamtspannung einer solchen Anlage wird dann bestimmt durch die Summe der Durchschlagsspannung der einzelnen Systeme. Auch während der Pseudofunkenentladung ändert sich am linearen Spannungsverlauf entlang des Vielplattensystems nichts signifikantes. Die bisher höchste an ein 10-Plattensystem angelegte Spannung betrug 120 kV; die an einem 40-Platten-System angelegte maximal zur Verfügung stehende Spannung betrug 150 kV. Dabei traten in dem 10-Plattensystem Felstärken bis zu 10^7 V/m auf. Untersuchungen zeigen, daß man mit gut konditionierten Systemen durchaus 5 mal höhere Feldstärken realisieren kann.

Der bei diesen Spannungen in dem Plattensystem herrschende Druck betrug ca. 0.25 mb (Wasserstoff).

3. Entlademechanismus

3.1 Die Durchbruchsspannung

Im vorhergehenden Kapitel wurde schon angesprochen, daß Umwegentladungen durch besondere Isolation der Ränder (Fig. 1b) verhindert werden müssen, wenn man aus dem Minimum der Paschenkurve $U_d = U_d(p \cdot d_{\text{eff}})$ zu kleineren $p \cdot d$ Werten gelangen will. Es wurde auch schon bemerkt, daß die beobachtete Entladung kein üblicher Funke nach Aufbau eines Einlawinenkanals ist [Rae 37], sondern daß eine Townsend'sche Glimmentladung vorliegt. Der Grund für diese Annahme ist der, daß wegen des niedrigen Wertes von α [Kno 35] der vorliegenden Geometrie und dem Gasdruck, der Exponent in Gleichung (1) wesentlich kleiner als eins ist ($\alpha d_{\text{eff}} \ll 1$). Zur Ausbildung einer Elektronenlawine müßte dieser Faktor jedoch größer als eins sein.

Daher ist es berechtigt anzunehmen, daß die Zündbedingung geschaffen wird durch die Emission von Elektronen aus der Kathode nach dem Ionenstoß und der Elektronen-Stoßionisation im Gas. Dieses Zusammenwirken charakterisiert die Townsend'sche Zündbedingung (Gleichung 1), wie auch nach der Zündung die Townsend'sche Glimmentladung.

Bei der Glimmentladung handelt es sich in Bezug auf die erreichbaren Stromstärken und Stromdichten um eine "schwache" Form der Gasentladung.

Will man nun die Townsend'sche Zündbedingung auf die Verhältnisse des Pseudofunkens anwenden, muß man die Parameter in Gleichung (1) auf die neue Situation anpassen. Unter der Voraussetzung, daß Raumladungen in der Vorentladung keine Rolle spielen, lautet die Durchbruchbedingung:

$$\Gamma_{\text{tot}} = (e^{\alpha \cdot d_{\text{eff}}} - 1) = 1 \quad (2)$$

Da das Produkt $\alpha \cdot d_{\text{eff}}$ wie oben schon bemerkt im Pseudofunkenbereich wesentlich kleiner als eins ist, kann man auch schreiben

$$\Gamma_{\text{tot}} \cdot \alpha d_{\text{eff}} = 1 \quad (2a)$$

Man sieht sofort, daß im Zündfall der Koeffizient Γ_{tot} dann wesentlich größer 1 sein muß.

In der Literatur wird bei Ionenenergien derselben Größenordnung vom Auslösen von 1 bis 2 Elektronen pro Ionenaufprall berichtet [Ing 53]. Das entspricht einem Γ von 1 bis 2. Im Pseudofunkenbereich jedoch ergibt sich bei Durchschlagsspannungen von $3 \cdot 10^3$ bis $3 \cdot 10^4$ V ein Faktor Γ_{tot} von 4 bis 45 in Wasserstoff.

Zur Klärung dieser Diskrepanz ist die Argumentation von Dempster geeignet [Dem 34]. Dort wird angenommen, daß die Feldstärke an der Kathodenoberfläche für die verstärkte Elektronenemission über das Phänomen der Feldemission verantwortlich ist. Es wird daher folgender Ansatz gemacht:

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_0 \cdot \varphi(E_s) \quad (3)$$

wobei Γ_0 der 2. Townsen'sche Koeffizient ist und $\varphi(E_s)$ der Verstärkungsfaktor der Elektronenemission nach Ionenabfall als Folge der Feldemission. Es gilt $\varphi(0) = 1$.

Im Licht dieser Interpretation wurden in Tabelle 1 die Parameter eines 10-Platten-Systems in Wasserstoffgas mit den Werten eines 2-Platten-Systems in Luft verglichen, die in der Arbeit von Dempster aufgeführt sind. Der Verlauf von $\varphi(E_s)$ läßt ein kontinuierliches Wachsen mit der Feldstärke erkennen.

Es ist jedoch zu bedenken, daß die Minimumfeldstärke, ab der der Pseudofunke einsetzt, ca. $5 \cdot 10^5$ V/m beträgt. Die Feldemission tritt erst bei Feldstärken von 10^6 bis 10^7 V/m auf. Man muß daher annehmen, daß lokale Vorgänge beim Aufprall des Ions eine große Rolle spielen, wie z.B. die lokale Erhitzung der Oberflächenschichten der Kathode.

Tabelle 1

U_d (V)	Vorliegende Arbeit				Dempster	
	$\bar{p} \cdot d_{eff} (\text{mbar} \cdot \text{cm})^1)$	$\frac{\alpha_{(H_2)}}{\bar{p}} (\text{mbar}^{-1} \text{cm}^{-1,2})$	$\Gamma_{tot}^{3)}$	$\varphi(E_s) = \frac{\Gamma_{tot}^{4)}}{\Gamma_o}$	$\bar{p} \cdot d (\text{mbar} \cdot \text{cm})$	$\Gamma_{tot}^{5)}$
3.000	1.11	0.31	4	4.3	0.124	4.0
5.800	0.80	0.19	8	6	0.117	6.35
10.600	0.69	0.12	15	8	0.104	12.7
14.200	0.61	0.09	20	9	0.096	21.2
18.000	0.58	0.08	26	11	0.088	34.7
26.000	0.56	0.06	39	15	0.073	71.2
30.000	0.53	0.05	45	16	0.067	84.5

1) $d_{eff} = 1.5 \text{ cm}$ 2) Wert des 1. Townsendkoeffizienten α , der Referenz [Kno 35] entnommen

3) Kupferkathode

4) Wert des 2. Townsendkoeffizienten α^{-1} , der Referenz [Ing 53] entnommen

5) Nickelkathode

3.2 Die Theorie des Pseudofunkens *)

Einzelheiten der Eskalation der Entladung sind nicht beschreibbar. Jedoch kann man den Einfluß der strombegrenzenden Parameter abschätzen für den Fall, daß keine Strombegrenzung durch die Hochspannungs-Versorgungseinheit vorliegt. Folgende zwei einfache Mechanismen treten bei der Ausbildung der Entladung auf: i) die Elektronenemission von der Kathode, und ii) die Ionisation des Gases durch Elektronenstoß. Einfachheitshalber soll in einer ersten Betrachtung der Einfluß der Inhomogenität des Feldes in der Nähe der Bohrlochgeometrie vernachlässigt werden. Weiterhin soll die Entladung unendlich ausgedehnt sein, d.h. magnetohydrodynamische Einflüsse, die zu einer Begrenzung der Entladungsfläche durch den Pinchmechanismus führen, werden vernachlässigt. Wenn man das stationäre Verhalten der Entladung betrachtet, hat man in dem unendlich ausgedehnten System einen Strom positiver Ionen, der sich auf die Kathode, und einen Strom von Elektronen, der sich auf die Anode zubewegt. Solch ein System führt in bekannter Weise zur Ausbildung einer Raumladungsschicht parallel zur Kathode, die aus einem Überschuß positiver Raumladungen besteht. Die Dicke und die Ladungsdichte der positiven Raumladungsschicht bestimmt die Stromdichte der Elektronen, die die Kathodenoberfläche mit thermischer Energie verlassen. Dieser Zusammenhang wird durch das Langmuir-Child'sche Raumladungsgesetz beschrieben.

Teilt man das gesamte Entladungsvolumen in drei Zonen auf, dann kann man die Zone 1 (Fig. 2) durch das Gleichgewicht positiver und negativer Ladungsdichten charakterisieren.

$$\rho_{e1} \approx \rho_{ion}, \text{ d.h. } \Delta \rho = |\rho_{ion} - \rho_{e1}| \ll \rho_{e1} \quad (5)$$

*) Die Theorie wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Dr. J. Christiansen entwickelt.

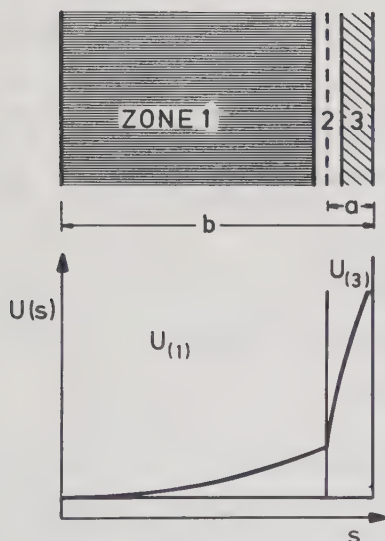


Fig. 2

Potentialverlauf einer ebenen Elektrodenanordnung (s. Fig. 1b) während der Entladung. In Zone 1 herrscht Ladungsgleichgewicht; Zone 2 und 3 haben Ionen- bzw. Elektronenüberschuß.

Die experimentellen Untersuchungen weisen auf sehr hohe Stromdichten während der Entladung hin. Deshalb ist die Annahme berechtigt, daß geringe Abweichungen vom Ladungsgleichgewicht starke elektrische Gegenfelder induzieren. Durch das Einbeziehen des Ladungsgleichgewichtes in Zone 1 unterscheidet sich diese Untersuchung von früheren [Whe 74]. Die Zone 2 ist durch einen Überschuß an positiven Ionen charakterisiert, und einfachheitshalber soll die Tiefe dieser Schicht schmal sein. Zone 3 enthält im wesentlichen das Elektronenplasma und wird beherrscht durch das Langmuir-Child-Gesetz, so daß die Elektronen in einem schmalen Bereich eine hohe Beschleunigung erfahren. Wenn man mit der Größe a die Tiefe der Beschleunigungsschicht bezeichnet, erhält man nach Langmuir-Child für den Elektronenstrom ($a \ll b$; b ist die Gesamtentladungsstrecke):

$$I_{e1}^P = F \cdot \mathcal{L}_{e1} \frac{1}{a^2} U_{(3)}^{3/2} \quad (6)$$

und für das Maximum des Ionenstromes, der in der Beschleunigungsschicht der Tiefe a auftritt:

$$\text{Max } (I_{\text{Ion}}^P) = F \cdot \kappa_{\text{ion}} \frac{1}{a^2} U^{3/2} \quad (7)$$

Diese Formeln gelten für einfach geladene Teilchen. Die Größe F ist die betrachtete Fläche und

$$\kappa_{\text{el, (ion)}} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_{\text{el(ion)}}} \right)^{1/2}$$

In Analogie zum Ohm'schen Gesetz stellt das Produkt

$$P_{\text{el(ion)}} = F \cdot \kappa_{\text{el(ion)}} \frac{1}{a^2}$$

eine Art von Widerstand dar (englisch: perveance).

Man sieht, daß für den Fall hoher Entladungsströme die Einschränkung $a \ll b$ gerechtfertigt ist.

Die Annahme einer dünnen positiven Raumladungsschicht geht hier als eine grobe Vereinfachung ein. Jedoch spricht für diese Annahme eine experimentelle Untersuchung von Greenspan et al. [Gre 77], die unter ähnlichen Bedingungen die Gültigkeit der Langmuir-Child'schen Gleichung nachgewiesen haben.

Ein Vergleich von Formel (6) mit (7) zeigt, daß der Ionenstrom gegenüber dem Elektronenstrom in bemerkenswerter Weise um den Faktor reduziert ist, der sich aus der Wurzel des Massenverhältnisses $m_{\text{el}}/m_{\text{ion}}$ errechnet.

Die Gleichungen (6) und (7) beschreiben eine Begrenzung des totalen Stromes während einer Gasentladung. Setzt man typische Werte der experimentellen Untersuchungen in Gleichung (6) ein ($U = 10^4$ V, $I_{\text{el}}^P = 10^2$ A und $F = 1 \text{ mm}^2$), erhält man für $a \approx 2/10$ mm. Deshalb wirkt sich der Einfluß der Raumladungsbegrenzung auf den Elektronenstrom erst ab einer Stromdichte von 10 A/mm^2 aus. Das Entladungssystem, das in dieser Arbeit untersucht wird, unterscheidet sich von dem System von Greenspan et al. in einem sehr wichtigen Punkt: Die Dicke der Beschleunigungsschicht a ist ein freier Parameter in dieser Gasentladung, denn die Trägervermehrung rekrutiert sich aus der Gasfüllung des Systems. Bei

Greenspan et al., wie auch im Falle des Vakuumfunken [Lie 71], ist a durch eine feste Geometrie vorgegeben.

Für eine quantitative Beschreibung der Verhältnisse in Zone 1 müssen wir zuerst die Ladungsdichte der positiven Teilchen in diesem Bereich betrachten. Wegen der Tatsache, daß der Elektronenstrom im System fast zwei Größenordnungen stärker ist als der Ionenstrom, können wir die bei jeder Ionisation erzeugten Elektronen in Zone 1 vernachlässigen. (Der Fall niedriger Ladungsdichte in der Entladung (entsprechend $a \approx b$) wird in dieser Betrachtung nicht diskutiert.) Dann kann man nach der Anzahl der positiven Ionen fragen, die über Stoßionisation durch den Elektronenstrom der Dichte j_{e1} während eines Zeitintervalls dt innerhalb eines Volumens $F \cdot ds_0$ gebildet werden. Offensichtlich gilt:

$$d^2Q_{ion}(s_0) = j_{e1} dt \frac{ds_0}{b} W(b) F \quad (8)$$

Wenn man weiterhin $b - a \approx b$ annimmt, beschreibt $W(b)$ die Ionisationswahrscheinlichkeit eines Elektrons auf dem Weg von der Kathode zur Anode. Einfachheit halber soll in der folgenden Betrachtung die Energieabhängigkeit von $W(b)$ vernachlässigt werden, so daß $W(b) = \text{const.}$ nur mehr von der mittleren kinetischen Energie der Elektronen abhängt. Somit bewegt sich das Elektron unter dem Einfluß des elektrischen Potentials U und erzeugt längs des Weges s (s = variable Koordinate in Feldrichtung) und innerhalb des Zeitintervalls dt die differentielle Anzahl von Ionen.

$$dQ_{ion}(s) = j_{e1} \int_{s_0=0}^s \frac{ds_0}{v(s, s_0)} \cdot \frac{ds}{b} W \cdot F \quad (9)$$

Die Geschwindigkeit $v(s, s_0)$ für Ionen der Masse m_{ion} erhält man über:

$$v = \left\{ (U(s) - U(s_0)) \frac{2e}{m_{ion}} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

In Gleichung (10) ist das Potential $U(s)$ einzusetzen, das sich aus der Potentialgleichung

$$\frac{\partial^2 U}{\partial s^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (11)$$

bestimmt, wobei in der Ladungsdichte ρ alle Ladungen innerhalb des Feldes und der Grenzen des Systems enthalten sind.

Die allgemeine Lösung von Gleichung (11) ist:

$$U(s) = \eta s + \xi s^2 \quad (12)$$

Die Größen η und ξ sind Integrationskonstanten.

Die Integration von Gleichung (9) führt zu:

$$\frac{dQ_{ion}}{ds} = \frac{j_{e1} W \cdot F}{b} \left\{ \frac{m_{ion}}{2e \cdot \xi} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{\eta}{2} - \arcsin \frac{\eta / \xi}{2s + \eta / \xi} \right\} \quad (13)$$

Diese Lösung ist mit der Ladungsneutralitätsbedingung (5) und $\rho_{e1} = \text{const.}$ nur dann verträglich, wenn die Integrationskonstante $\eta = 0$ ist, d.h.:

$$\frac{dQ_{ion}}{ds} = \frac{j_{e1} W \cdot F}{b} \cdot \frac{\eta}{2} \left\{ \frac{m_{ion}}{2e \cdot \xi} \right\}^{1/2} \quad (14)$$

Setzt man für $\rho_{e1} = \frac{j_{e1} \cdot t_{e1}}{b}$

und vernachlässigt man den in diesem Druckbereich auftretenden Energieverlust der sich bewegenden Teilchen (s. Kapitel 4), so erhalten wir für die mittlere Flugzeit der Elektronen über den vollen Weg b

$$t_{e1} = \left\{ \frac{m_{e1}}{2e (U_3 + 1/2 U_1)} \right\}^{1/2} \cdot b \quad (15)$$

und entsprechend für die Flugzeit der Ionen

$$t_{ion} = \left\{ \frac{m_{ion}}{2e \cdot \xi} \right\}^{1/2} \quad (15a)$$

Setzt man diese Beziehung in Gleichung (14) erhält man nach Integration

$$S_{ion} = S_{el} \frac{1}{2} W \frac{t_{ion}}{t_{el}}$$

Setzt man diese und die Beziehung $U_1 = \xi b^2$ in Gleichung (5) ein, erhält man

$$W = \frac{2}{\pi} \left(\frac{m_{el}}{m_{ion}} \right)^{1/2} \left(\frac{U_1}{U_3 + 1/2 U_1} \right)^{1/2} \quad (16)$$

Das führt zur Neutralitätsbeziehung für den Ionenstrom ($I = j \cdot F$) für einfach geladene Teilchen.

$$I_{ion} = I_{el} \cdot W = I_{el} \frac{2}{\pi} \left(\frac{m_{el}}{m_{ion}} \right)^{1/2} \left(\frac{U_1}{U_3 + 1/2 U_1} \right)^{1/2} \quad (17)$$

Das ist nur eine grobe Betrachtung. Eine detailliertere Rechnung sollte die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Elektronenionisation von der Elektronenenergie berücksichtigen, wie auch die Abhängigkeit der Ladungsdichte von der sich ändernden Elektronengeschwindigkeit. Es wird jedoch nicht erwartet, daß sich der allgemeine Trend dieser Rechnung dadurch wesentlich ändert. Allerdings führt die Annahme der Strombegrenzung in Zone 3 und das Ladungsgleichgewicht ohne Strombegrenzung in Zone 1 zu der Forderung, daß ein dünnes Grenzgebiet existiert, in dem sich der Übergang vollzieht. Das mit Zone 2 bezeichnete Gebiet ist durch das Auftreten einer positiven Raumladungsschicht charakterisiert, die als Folge des hohen Ionisationswirkungsquerschnitts niederenergetischer Elektronen entsteht.

Eine allgemeine Betrachtung der Begrenzung des totalen Stromes muß den Einfluß magnetohydrodynamischer Effekte berücksichtigen. Die bei der Entladung auftretenden gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder führen zu spiralförmigen Elektronenbahnen, denen sich eine magnetohydrodynamische Drift überlagert (s. Kapitel 3.3). Das führt zu einer Verlängerung der Flugzeit der Elektronen

und wirkt somit strombegrenzend. Das Auftreten solcher Effekte kann wegen Gleichung (15) und (17) auch zu einer Erhöhung des Ionenstromes auf Kosten des Elektronenstromes führen. Strombegrenzend macht sich letztlich auch die endliche Menge an Gas im Entladungsbereich bemerkbar.

3.3 Mehr-Platten-Systeme mit zentraler Achse

Der Zwei-Platten-Entladungstyp kann durch Verwendung eines in Serien angeordneten Mehr-Platten-Systems - wie in Fig. 1d gezeigt - modifiziert werden.

Fig. 3 zeigt den experimentellen Zusammenhang zwischen dem Zünddruck und der Anzahl der Zwischenelektroden bei konstanter Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode ($U_d = 5$ kV). Offensichtlich gilt für das Polyplattensystem nicht das Paschengesetz $p \cdot d_{\text{eff}} = p \cdot n \cdot \Delta = \text{const}$ (n ist Anzahl und Δ der Plattenabstand der Zwischenelektroden. Die in Fig. 3 eingezeichnete $1/n$ -Funktion ist eine auf $n = 1$ normierte Paschenkurve). Die im Bereich der Meßpunkte verlaufende Kurve ist eine Anpassung an diese Punkte, die auf folgenden Überlegungen beruht: Die Druckabhängigkeit kann über die Verminderung der Transmission für Elektronen und Ionen erklärt werden als Folge der besonderen Geometrie der Zwischenelektroden (d.h. Abstand $\approx$ Durchmesser der Elektrodenbohrung).

Ein gerade am Kathodenrand erzeugtes Elektronenbündel bewege sich durch ein System von, im Potential symmetrisch geteilten Zwischenelektroden auf die Anode zu. Beim Zurücklegen des Weges der Länge Δ von der Kathode zur 1. Elektrode erzeugen Γ Elektronen durch Stoßionisation analog Gleichung (2) A Ionen:

$\gg A = \Gamma \cdot \Delta \cdot \alpha(\Delta)$. Auf dem Wege von der ersten zur zweiten Zwischenelektrode werden $\Gamma \cdot \Delta \cdot \alpha(2\Delta) \cdot T_{e1}^1$ Gasatome ionisiert. Die Größe T_{e1}^1 ist der Transmissionskoeffizient der ersten Zwischenelektrode für Elektronen ($T_{e1} \leq 1$). Eine durch den Faktor T_{e1}^1 verminderte Anzahl Elektronen verbleibt, so daß im nächsten Zwischenelektrodenraum $\Gamma \cdot \Delta \cdot \alpha(3\Delta) \cdot T_{e1}^1 \cdot T_{e1}^2$ Ionen erzeugt werden usw. Wenn das Entladungssystem N Zwischenelektroden enthält, erzeugt der Elektronenstrahl auf dem Weg zur Anode

$$\Gamma \cdot \Delta \cdot \sum_{n=1}^N \alpha(n\Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{e1}^i = A \quad (18)$$

Ionen. Die Ionen passieren auf dem Weg zur Kathode n Zwischenelektroden und die Intensität wird analog zum Elektronenfall durch den Faktor $\prod_{i=1}^{n-1} T_{ion}^i$ geschwächt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ion im n -ten Zwischenelektrodenraum entsteht - unter Berücksichtigung aller $N-1$ Entstehungsmöglichkeiten - multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, die Kathode zu erreichen, liefert eine wahrscheinliche Anzahl von Kathodenelektronen nach Aufprall des Ions:

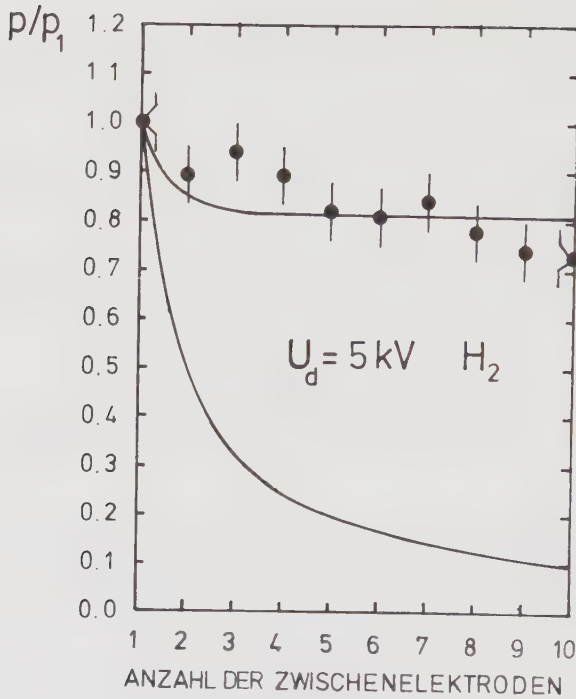


Fig. 3

Vergleich des Paschengesetzes ($p/p_1 = 1/n$) mit den Druckverhältnissen in einem Polyplattensystem bei konstanter Zündspannung. Die Meßpunkte sind auf den ersten Punkt normiert. Den Punkten wurde eine Kurve nach Gleichung (20) angepaßt.

$$\overline{\Gamma}(n \cdot \Delta) = \Gamma(n \cdot \Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{ion}^i \cdot \frac{\Delta \cdot \alpha(n\Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{el}^i}{\Delta \cdot \sum_{n=1}^N \alpha(n\Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{el}^i} \quad (19)$$

Die Townsend'sche Zündbedingung für ein N-Plattensystem aufzustellen, bedeutet in Gleichung (18) Γ durch $\overline{\Gamma}(n \cdot \Delta)$, A durch 1 zu ersetzen und über alle N Elektrodenräume zu summieren.

$$\sum_{n=1}^N \overline{\Gamma}(n \cdot \Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{ion}^i \cdot \Delta \cdot \alpha(n \cdot \Delta) \cdot \prod_{i=1}^{n-1} T_{el}^i = 1 \quad (20)$$

Der Transmissionskoeffizient T spiegelt die elektrostatische Fokussierung der Elektrodenanordnung wieder. Da die Fokussierung e/m unabhängig ist, folgt $T_{ion}^i = T_{el}^i$. Jedoch ist der Transmissionskoeffizient wegen der unterschiedlichen Entstehungsorte der geladenen Teilchen - die Elektronen werden an den Bohrrändern der Elektroden erzeugt, die Ionen im Bohrkanal - bei Elektronen kleiner. Daher wird man in einer ersten Näherung von Gleichung (20) die Größe T_{ion}^i vernachlässigen. In die Anpassung an die experimentellen Werte in Fig. 3 wurde in einer weiteren Näherung für T^i der Wert 0.15 eingesetzt. In einer realistischeren Anpassung müßte man berücksichtigen, daß die vorliegenden Elektrodensysteme im elektrostatischen Fall umgekehrt proportional zur Teilchenenergie fokussieren [Sep 67 I]. Das führt zum Auftreten eines gemeinsamen Brennpunktes, der wegen der relativ schwachen Brechkraft mehrere Elektroden-systeme entfernt ist [Sep 67 II]. Es ist plausibel, daß vor und hinter dem Brennpunkt der Transmissionskoeffizient größere Werte annehmen muß. Das aber würde bedeuten, daß die angepaßte Kurve in Fig. 3 nicht schon nach der dritten Elektrode einen waagrechten Verlauf nimmt.

Für die Anpassung von Gleichung (20) an die experimentellen Punkte in Fig. 3 wurde die Ionisationswahrscheinlichkeit $\alpha(n \cdot \Delta)$ aus Tabellenwerten zu

$$\alpha(n \cdot \Delta) = \alpha_0 / (n \cdot U)^{0.75} \quad (21)$$

bestimmt [Kno 35]. Der lineare Zusammenhang zwischen Γ und U wurde Tabelle I entnommen.

Bei der Zündung des Polyplattensystems hat man ein Gasentladungssystem vor sich, in dem die geladenen Teilchen mit Energien bis zur gesamten angelegten Spannung des Systems beschleunigt und an den gemeinsamen Kathoden- und Anodenlöchern extrahiert werden.

Diese beobachtete Konzentration der Entladung in einem kleinen Volumen um den zentralen Kanal ist aus folgenden Gründen verständlich:

- 1) Die Ladungsträgervermehrung durch den Elektronenstoß im Kanal wird wegen der Vergrößerung von d_{eff} erhöht (s. Gleichung (2)).
- 2) Aufgrund der Inhomogenität des elektrischen Feldes im zentralen Kanal in der Nähe der Bohrlöcher ist $\nabla(E_s)$ in diesem Bereich vergrößert.
- 3) Bei hohen Ionen- und Elektronenströmen im zentralen Kanal findet eine magnetohydrodynamische Ladungskonzentration (Pinch-Effekt) statt.

Wie die experimentellen Daten in Kapitel 4. zeigen, liegen die zentralen Ströme in einem Mehr-Platten-System in der Größenordnung von 10^2 A.

Zusammen mit typischen Durchmessern der Ladungsträgerzone von 1 - 0,1 mm werden Magnetfelder in der Größe von 0,1 - 1 Tesla an der Oberfläche der Ladungsträgerzone (Stromschlauch) erzeugt. Dies bedeutet, daß die Gyrationen der Elektronen in der Größenordnung dieser charakteristischen Durchmesser liegen. In dieser Situation findet eine im wesentlichen auf Elektronen beschränkte Drift in Richtung der zentralen Achse statt.

Fig. 4 zeigt die schematische Darstellung dieses Mechanismus.

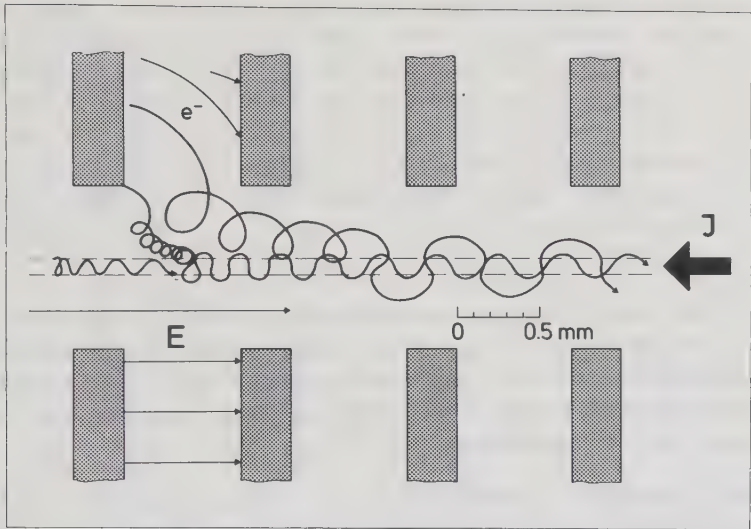


Fig. 4

Elektronenbahnen unter dem Einfluß gekreuzter elektrischer und magnetischer Felder [Mil 72]. Das magnetische Feld wird durch einen raumladungsneutralisierten elektrischen Strom erzeugt. Es wird angenommen, daß der Strom homogen um die Symmetrieachse verteilt ist. Ebenfalls homogen geht in dieser Rechnung ein parallel zur Symmetrieachse gerichtetes elektrisches Feld ein. Eine azimutale Drehung der Elektronenbahnen wird vernachlässigt. (Elektrisches Feld: 1 kV/mm; Totaler Strom: 100 A; Durchmesser des Stromes: 0.1 mm; Plattenabstand: 0.7 mm; Durchmesser des Bohrloches: 1.0 mm).

Numerische Rechnungen analog Referenz [Mil 72] zeigen, daß weit von der Stromachse erzeugte Elektronen nicht nur der radialen Drift, sondern auch einer beschleunigten resultierenden Bewegung in Richtung des elektrischen Feldes unterworfen sind. Dabei nimmt die kinetische Energie der Elektronen zu, die einer achsennahen Oszillation der Elektronen nach dem Einfang in den Stromfaden entgegenwirkt (s. Fig. 4). Die Geometrie der Elektroden im Polyplattensystem diskriminiert alle Elektronen, die weiter als der Bohrl Lochdurchmesser von der Stromachse entfernt sind. Die diskriminierten Elektronen durchlaufen dabei nur den Bruchteil $E \cdot \Delta$ des gesamten Potentials (E = Elektrische Feldstärke; Δ = Elektrodenabstand).

In selbstkonsistenten numerischen Rechnungen konnte weiterhin ermittelt werden, daß der Stromschlauchradius eine Funktion des Stromes ist. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Fig. 5 dargestellt. Radien bis herab zu $50 \mu\text{m}$ decken sich befriedigend gut mit den in Kapitel 4 präsentierten experimentellen Zerstäubungsradien von Löchern in Targets.

Der im Bereich des Stromfadens sich bildende Ionenschlauch (s. Punkt 1) wird durch das elektrische Feld in Kathodenrichtung beschleunigt [Ben 34; Law 58]. Nach Verlassen der Kathode sind die Ionen nicht mehr raumladungsneutralisiert, und man erwartet und beobachtet ein Aufblähen des Ionenstrahls.

Im Polyplattensystem können also, wie diese Untersuchung zeigt, beide Typen geladener Teilchen das Entladungssystem über die Anoden- bzw. Kathodenlöcher durch die Quasi-Fokussierung, die durch die magnetohydrodynamische Drift verursacht ist, verlassen. Diese Fokussierung übertrifft die elektrostatische Fokussierung bei weitem.

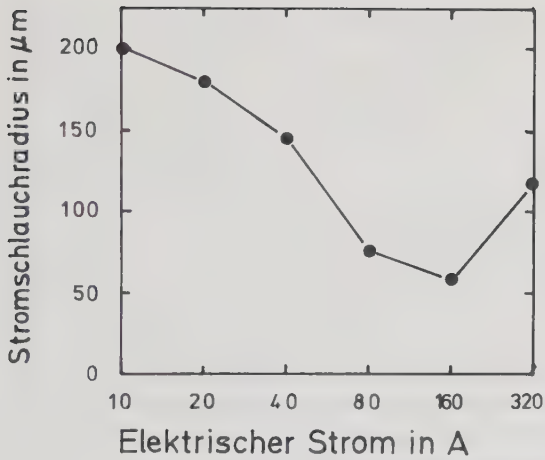


Fig. 5

Abhängigkeit des Stromschlauchradius vom Gesamtstrom bestimmt über selbst-konsistente numerische Rechnungen analog [Mil 72] (Plattenabstand: 1 mm; Startentfernung der Elektronen von der Stromachse: 0.5 mm; Bahnrechnung bis zu 10 mm Entfernung vom Startpunkt; Elektrische Feldstärke: 1 kV/mm).

4. Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen der Entladung wurden unter Verwendung paralleler Plattensysteme mit Zehn-Platten- und Vierzig-Platten-Anordnungen durchgeführt. Die Isolierung bestand aus flachen Glasringen in einer Dicke von ungefähr 1 mm. Als Klebematerial zur Herstellung des Kontaktes zwischen Metallplatten und Isolierung wurde organischer Zweikomponentenklebstoff oder Silikonkautschuk verwendet. In einigen Fällen wurde eine Kühlung der Platten durch thermischen Kontakt der äußerlichen Teile der Metallelektroden mit einem umgebenden, isolierenden Silikonöl erreicht. Die Anodenplatten sowie die Kathodenplatten waren über einen Widerstand R an der Anodenverbindung mit den Polen der Hochspannungsstromversorgung verbunden. Die inneren Platten des Systems wurden durch einen linearen Spannungsteiler versorgt. Die Entladung findet periodisch statt mit einer sägezahnartigen Zunahme der Gesamtspannung zwischen Anode und Kathode. Die Frequenz der Entladung ist durch die Zeitkonstante des Systems $\tau_S = R \cdot C_S$ mit einer Systemkapazität C_S (effektive Gesamtentladungskapazität) von ungefähr 40 pF (unter Verwendung von $C_{\text{ext}} = 0$) gegeben. Diese Frequenz kann innerhalb bestimmter Grenzen durch Veränderungen des Gasdrucks eingestellt werden. Fig. 6 veranschaulicht die Abhängigkeit zwischen der Durchschlagsspannung U_b und dem Gasdruck (Wasserstoff). Die obere Grenze der Entladungsfrequenz ist durch den Gesamtstrom der Stromversorgung gegeben; bei Einsatz von Werten von 20 mA und einer Spannung von 30 kV erzielt man bei dem Vier-Platten-System die obere Grenze von $\nu = 2$ MHz.

Die Zeitabhängigkeit des Spannungsdurchschlags während der Entladung wurde mit einem schnellen Oszillographen gemessen. Es wurden Entladungszeiten von weniger als 5 ns bei $U = 30$ kV beobachtet. Bei niedrigeren Spannungen ist die Entladungszeit länger als 5 ns und erreicht bis zu 20 ns bei $U = 10$ kV.

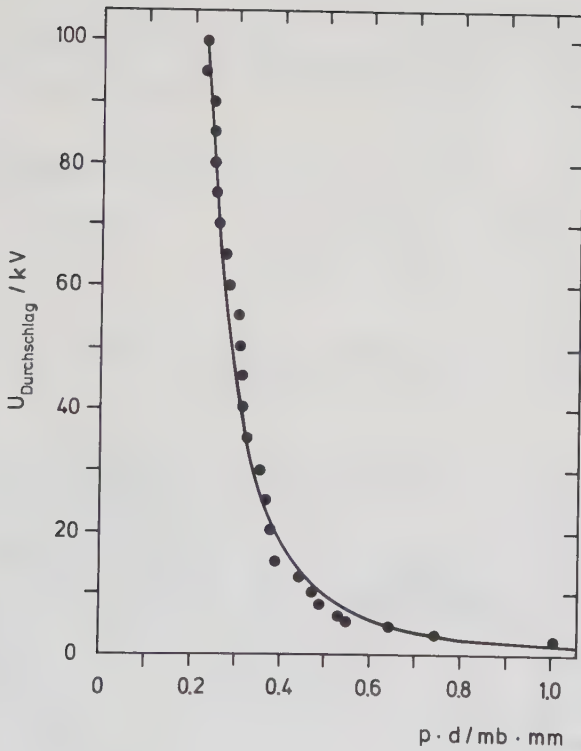


Fig. 6

Durchbruchspannung U_d eines Zehn-Platten-Systems (Plattenabstand: 1.2 mm; Durchmesser des Bohrloches: 1.5 mm) als eine Funktion des Produktes $p \cdot d$ mbar · mm in Wasserstoff. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Funktion $U_d \sim p^{-3.1}$.

Die Gesamtenergie des aus Anoden- bzw. Kathoden-Bohrloch extrahierten Ionen- bzw. Elektronenstrahls wurde durch Messung des Wärmeübertrags auf eine Metallplatte außerhalb des Kathoden- bzw. Anoden-Bohrlochs kalorimetrisch untersucht. Diese Platten (Kupfer, Durchmesser 1 cm, Dicke 0,3 mm) wurden parallel zu den Elektroden in einem Abstand von 3 mm von den äußeren Platten des Systems montiert.

Die Messungen ergeben eine Strahlenextraktion an der Anode mit einem Wirkungsgrad von

$$\eta_{el} = \frac{W_{cal}}{1/2 C_s U_b^2} \quad (22)$$

W_{cal} = Wärmeübertrag pro Entladung am Kalorimeter-Target.

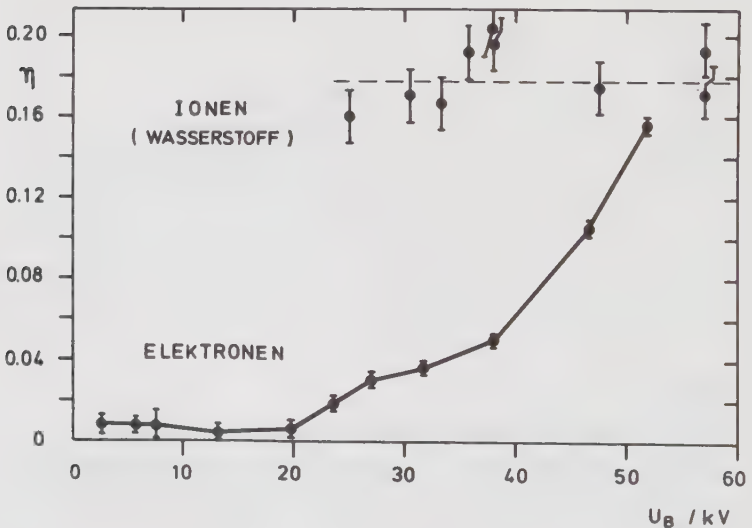


Fig. 7

Wirkungsgrad η eines Zehn-Platten-Systems als Funktion der Durchschlagsspannung U_d in Wasserstoff, bestimmt über eine kalorimetrischen Messung (Plattenabstand: 1.2 mm; Durchmesser des Bohrloches: 1.5 mm; Plattendicke: 0.4 mm).

Wie Fig. 7 zeigt, hängt der Elektronenwirkungsgrad η_{el} im Fall des Zehn-Platten-Systems von der Spannung ab, während der entsprechende Ionenstrahl-Wirkungsgrad $\eta_{ion} = 0,18$ an der Kathode fast spannungsunabhängig ist. Dieses allgemeine Verhalten weist auf einen Strahlen-Fokussierungsmechanismus hin, der an der Anode spannungsabhängig ist. Eine quantitative Diskussion dieser Fakten macht detailliertere Informationen über die Gesamtentladungszeit und ihre Spannungsabhängigkeit erforderlich.

Weitere Untersuchungen wurden mit einer Vierzig-Platten-Kammer durchgeführt. Messungen des Wirkungsgrads ergaben einen Wert von $\eta_{el} = 0,5$ bei einer Durchschlagsspannung von $U_b = 50$ kV.

Die Stromdichte des extrahierten Elektronenstrahls wurde durch Untersuchung der Zerstäubungswirkung auf eine Kupferplatte (Dicke 0,3 mm) gemessen. In einem Abstand von 3 mm von der Anode wurde durch 10^4 -Entladungen bei $U_b = 70$ kV ein Loch in die Kupferplatte über Zerstäubung gebohrt (effektive Zeit der Strahlen-Einwirkung $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ s). Fig. 8 zeigt ein solches Loch und seine Abmessungen. Die scharfen Kanten des Lochs weisen darauf hin, daß die Kupferplatte sich während des Zerstäubungsprozesses (Sputtern) nicht erwärmte. Der tatsächliche Durchmesser des Zerstäubungsbereiches betrug $6 \cdot 10^{-3}$ cm; dies weist darauf hin, daß der Wirkungsquerschnitt des Strahls um einen Faktor 300 kleiner ist als der Durchmesser der Bohrlöcher.

Aus diesen Daten kann man auf eine untere Grenze des Elektronenstroms I_{min} und seiner Dichte schließen. Wenn man in die Gleichung (22) $\eta_{el} = 0,5$ für den Wirkungsgrad und $W_{cal} = I_{min} \cdot U_b \cdot \tau_{max}$ bei einer maximalen Entladungszeit des Pseudofunken von $\tau_{max} = 5 \cdot 10^{-9}$ s und $C_s = 40$ pF einsetzt, erhält man

$$I_{min} = 140 \text{ A}$$

für den Strom und

$$j_{min} = 5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$$

für die Stromdichte. Grobe Untersuchungen der Elektronenstrahl-Fortpflanzung außerhalb des Systems (Entfernungen: 1 - 20 mm) zeigen keine wesentliche Vergrößerung seines Durchmessers an.

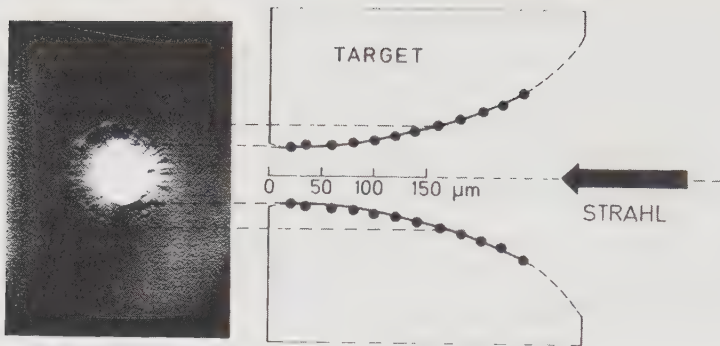


Fig. 8

Ober Zerstäubung (Sputtern) erzeugtes Loch durch den Elektronenstrahl eines Vierzig-Platten-Systems in ein 0,3 mm dickes Kupferblech. Die Punkte geben den gemessenen mittleren Durchmesser des Loches als Funktion der Tiefe wieder. Das Bild wurde nach dem Verfahren der "Schärfentieferweiterung" [Häu 72] angefertigt.* Das benützte Gerät erlaubt nur die Wiedergabe einer Tiefe von maximal 150 μm , wie man es dem Diagramm entnehmen kann. (Plattenabstand: 0.8 mm; Durchmesser des Bohrloches: 1.0 mm; Druck der Wasserstoffgasfüllung: 0.4 mbar).

*

Für die Anfertigung des Photos möchte ich Dr. G. Häusler und W. von Papp herzlich danken

Dieses Verhalten ist als eine Folge des Selbstfokussierungseffekts der Elektronenstrahlen in Niederdruckgas wohlbekannt [Ben 34].

Aus dem Strom und dem Zerstäubungs-Durchmesser läßt sich ein (Mindest-)Wert für das magnetische Feld an der Peripherie des Elektronenstrahls von $B_{\min} = 1 \text{ T}$ ableiten. Dieses Feld führt in der Kammer zu einer magnetohydrodynamischen Drift neu generierter Elektronen in Richtung des Strahlzentrums. Der Gyrationradius eines Elektrons, das durch die Spannung zwischen zwei Platten des Systems (1,75 kV) an der Strahlperipherie beschleunigt wird, entspricht fast dem Strahldurchmesser. Die Elektronenbahnen der Fig. 4 wurden mit Hilfe dieser Daten berechnet.

Der Versuch sichert ab, daß die Begrenzung des Elektronenstrahls magnetischen Ursprungs ist. Die genaue Lokalisierung des durch 10^4 -Entladungen verursachten Sputter-Bereichs weist auf eine ausgezeichnete Stabilisierung des Pinch-Effekts hin. Dies kann durch den stabilisierenden Einfluß der Wechselwirkung zwischen der Entladung und den Elektroden des Systems verursacht sein.

Die durch die positiven Ionenstrahlen ausgelöste Leuchterscheinung außerhalb der Kathode zeigt eine charakteristische Divergenz, die die Aufblähung des Ionenstrahls durch die Raumladung direkt anzeigt. Das Profil des extrahierten positiven Ionenstrahls wurde mit Hilfe von Plastikfolien (Polypropylen, Dicke: 60 μm) untersucht, die parallel zu den Platten des Systems außerhalb des Entladungskanals montiert wurden. Der Durchmesser des Zerstäubungsloches wurde bei verschiedenen Folienabständen bestimmt (Fig. 9). In diesem Versuch wurde eine externe Kapazität von $C_{\text{ext}} = 16 \text{ }\mu\text{F}$ bei $U_b = 40 \text{ kV}$ und eine Zehn-Platten-Kammer verwendet.

Eine Messung der Ionenstromdichte bei der Entladung der Systemkapazität ($C_{\text{ext}} = 0$) wurde durch Verwendung einer Plastikfolie direkt an der Kathode durchgeführt. Ein Loch mit einem Durchmesser von 0,5 mm wurde bei $U_b = 50 \text{ kV}$ durch Zerstäubung hergestellt. Bei Verwendung der kalorimetrischen Information von η_{ion} (Fig. 7) erhält man für den Ionenstrom in Wasserstoffgas

$$I_{\min} = 35 \text{ A}$$

und
$$j_{\min} = 1,7 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2.$$

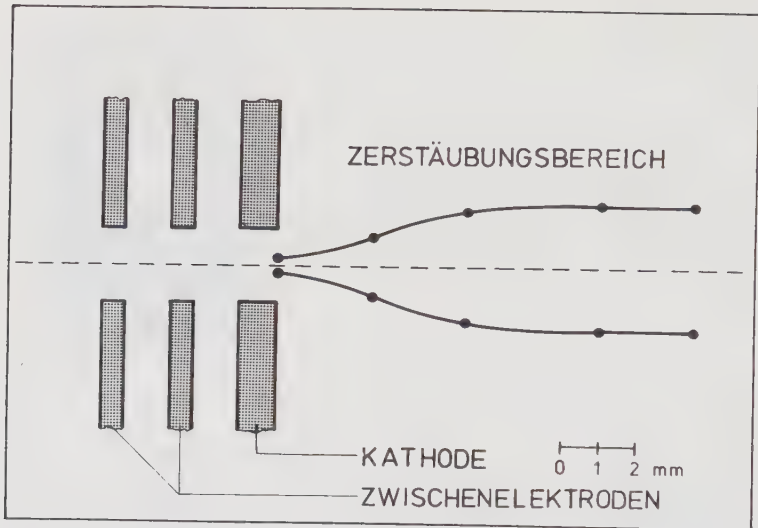


Fig. 9

Zerstäubung einer Polypropylenfolie (Dicke: $60\ \mu\text{m}$) durch den Ionenstrahl eines Zehn-Platten-Systems als Funktion des Abstandes von der Kathode.

Die mit verschiedenen Gasen durchgeführten Versuche zeigen, daß der Pseudofunke, über den hier berichtet wird, ein universales Phänomen ist. Die Extraktion von positiven Ionen aus einem Gasvolumen, das durch einen stark fokussierten Elektronenstrahl ionisiert wurde, ist mit mehreren Gasen erfolgreich durchgeführt worden. Weitere Einzelheiten dieser Versuche werden in der Arbeit Ref. [Bit 79] mitgeteilt.

Die Analyse des Ionenstrahls mit Hilfe eines Faradaybechers war wegen der folgenden Punkte nicht möglich.

- 1) Als eine Folge der kurzen Entladungszeit (~ 5 ns) und der hohen Entladungsspannung wurden Plasmawellen [Arz 72] im Niederdruckgas angeregt. Diese Wellen influenzieren ein starkes elektrisches Signal im Faradaybecher.
- 2) Wegen der Raumladung erwartet und beobachtet man ein Aufblähen des Hochstromionenstrahls (Fig. 9). Das führt zu einer starken Abnahme der mittleren Stromdichte auf dem Faradaybecher.
- 3) Stromanstiegszeiten in der Größenordnung von $10^9 - 10^{10}$ A/s behindern die Strahlfortpflanzung im Elektronen- wie Ionenfall, da sich ein elektrisches Induktionsfeld proportional $\dot{I}$ aufbaut [Yon 70, Yon 78].
- 4) Der Energieverlust von Ionen in einem Gas von ca. 0,5 mb Gasdruck ist dann besonders hoch, wenn die Geschwindigkeit der Ionen mit der Geschwindigkeit $v = e^2 / 2 \epsilon_0 h = 2.2 \cdot 10^6$ m/s übereinstimmt [Lin 61]. Für 10 kV Protonen in Wasserstoffgas von 0.5 Torr Druck ergibt sich ein Energieverlust von $2 \cdot 10^3$ eV/cm.

Eine grobe Angabe der Energieverteilung des Ionenstrahls wurde durch Extraktion des Strahls auf folgende Weise erreicht: Auf die Kathode eines Zehn-Platten-Systems wurde ein weiteres Zehn-Platten-System aufmontiert. Entlang dieser Kammer wurde eine Druckabnahme von 0.5 mb auf 10^{-5} mb bewerkstelligt. Diese aufgesetzte Kammer wurde als Extraktionssystem mit dem Beschleunigungspotential U_a benützt, welches nicht an der Gasentladung teilnahm. Das qualitative Ergebnis dieser Untersuchung zeigt, daß der extrahierte Strahl zu ca. 90 % aus einem Atomstrahl besteht. Der Rest des Strahls ist einfach geladen und hat die mittlere Energie von etwa $U_b + U_a$ mit einer Energieschärfe von etwa 3 %.

5. Schlußfolgerungen

In der hier beschriebenen Elektrodenanordnung findet die Pseudofunkenentladung für alle bisher verwendeten Gase in reproduzierbarer Weise statt.

Auffallend ist die Einfachheit, mit der Elektronen und Ionen [Bit 79] hergestellt und gleichzeitig beschleunigt werden können. Während die Weiterverwendung der Ionen, z.B. in Beschleunigern, eine Extraktion in das Hochvakuum (analog zum Duoplasmatron in Ionenquellen) erforderlich macht, entsteht der Elektronenstrahl bereits in einem für die Strahlfortpflanzung günstigen Gasdruck der Größenordnung von 1 mb. In Verbindung mit dem Gesamtwirkungsgrad der Umwandlung der Primärenergie in Strahlenergie von bisher bis 70 % ist dem Pseudofunken eine hohe Chance einzuräumen, eine bedeutende Rolle im Anwendungsfeld der Hochstromteilchenbeschleuniger zu spielen. Das umso mehr, als der Pseudofunke in Bezug auf den technischen Aufwand außerordentlich hohe Strom- und Leistungsdichten liefert.

So ist z.B. denkbar, daß man mit einer genügend großen Anzahl von Pseudofunkenkammern, die auf einer Kugelschale angeordnet sind, mit Elektronenstrahlen auf ein Pellet schießt [Win 75] und so die Fusion auslöst. Noch zu untersuchende Bedingungen sind, ob die durch die Entfernung bedingte Strahlaufweitung mit dem erforderlichen Durchmesser des Pellets korreliert ist, und ob es nicht wegen der Begrenzung der Teilchenströme durch das magnetische Eigenfeld [Alf 39] zu Instabilitäten in der Nähe des Pellets kommt, wo der Gesamtstrom rapide anwächst.

Anhand der Pellet-Fusion sollte nur exemplarisch gezeigt werden, daß die Liste der möglichen Anwendungen des Pseudofunkens eine Reihe physikalisch und technisch relevanter Punkte enthält.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Christiansen, auf dessen Anregung diese Arbeit entstand. Seine tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung der Pseudofunkenkammern sowie bei den Messungen und seine vielen hilfreichen Diskussionen trugen wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Herrn Prof. Dr. W. Kreische sei gedankt für sein Interesse und seine wertvollen Beiträge.

Weiterhin möchte ich den Herren Dr. W. Klinger, Dr. A. Weidinger und Dr. W. Witthuhn für ihre Diskussionen und hilfreichen Anregungen danken.

Herzlich gedankt sei den Herren G. Bittner und N. Liser für ihre Unterstützung bei den Messungen.

Literaturverzeichnis

- Alf 39 Alfven, H.: Phys. Rev. 55, 425 (1939)
- Arz 72 Arzimowitsch, L.A.: Elementare Plasmaphysik, Akademie-Verlag
Berlin, 148-153 (1972)
- Ben 34 Bennett, W.H.: Phys. Rev. 45, 890 (1934)
- Bit 79 Bittner, G., Christiansen, J., Lieser, N., Schultheiß, C.:
To be published
- Car 03 Carr, W.R.: Phil. Trans. Roy. Soc. A 201 403 (1903)
- Cla 75 Clauser, M.J.: Phys. Rev. Lett. 35, 848 (1975)
- Dem 34 Dempster, A.J.: Phys. Rev. 46, 728 (1934)
- Emm 74 Emmett, J.L., Nuckolls, J., Wood, L.: Scient. American 230, 24(1974)
- Fri 32 Fricke, H.: Z. Phys. 78, 59 (1932)
- Gre 77 Greenspan, M., Humphries, S., Jr., Maenchen, J., Sudan, R.N.:
Phys. Rev. Lett. 39, 24 (1977)
- Häu 72 Häusler, G.: Optics Comm. 6, 38 (1972)
- Hum 75 Humphries, S., Lee, J.J., Sudan, R.N.: J. Appl. Phys. 46, 187
(1975)
- Ing 53 Inghram, Hayden, Hess: NBS Circular, 522 (1953)
- Kno 35 Knoll, M., Ollendorff, F., Rompe, R.: Gasentladungstabellen,
p. 66, Berlin, Springer 1935
- Law 58 Lawson, J.D.: J. Elec. Contr. 5, 146 (1958)
- Lie 71 Lie, T.N., Elton, R.C.: Phys. Rev. A, 429 (1973)
- Lin 61 Lindhard, J., Scharff, M.: Phys. Rev. 124, 128 (1961)

- Mil 72 Miller, P.A., Gerardo, J.B., Poukey, J.W.: J. Appl. Phys. 43, 3001 (1972)
- Mül 78 Müller, A., Salzborn, E.: Inst. Phys. Conf. Ser. No. 38 C, Chap. 4 (1978)
- Qui 39 Quinn, R.B.: Phys. Rev. 55, 482 (1939)
- Rae 37 Raether, H.: Z. Phys. 107, 91 (1937)
- Sep 67 I Septier, A.: Focusing of Charged Particles, Academic Press New York, Vol. I, 296 (1967)
- Sep 67 II Septier, A.: Focusing of Charged Particles, Academic Press New York, Vol. II, 307 (1967)
- She 75 Shearer, J.W.: Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL-76519, 1975 (unpublished)
- Sud 73 Sudan, R.N., Lovelace, R.V.: Phys. Rev. Lett. 31, 1174 (1973)
- Whe 74 Wheeler, C.B.: J. Phys. D. Appl. Phys. 7, 1343 (1974)
- Win 68 Winterberg, F.: Phys. Rev. 174, 212 (1968)
- Win 75 Winterberg, F.: Plasma Phys. 17, 69 (1975)
- Yon 70 Yonas, G., Spence, P., In Tenth Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology, edited by L. Martón, San Francisco Press, San Francisco, Calif., 1970
- Yon 78 Yonas, G., Toepfer, A.J.: Gaseous Electronics 1, 419 (1978)

LEBENS LAUF

Christoph Michael Schultheiß

16.11.1941	Geburt in Erlangen
	Eltern: Kurt Schultheiß, Fabrikant (verstorben) Lucy Schultheiß, geb. Kellermann
1947 - 1952	Volksschule Spardorf bei Erlangen
1952 - 1964	Ohm-Oberrealschule Erlangen Internat Gaibach bei Volkach Private Höhere Schule R. STAHL, Nürnberg Oberrealschule Fürth
1964	Abitur
1964 - 1971	Physikstudium an der Universität München
1967	Heirat mit Elke Bahn; Geburt Sohn Oliver
1971 - 1976	Physikstudium an der Universität Erlangen-Nürnberg
Mai 1976	Diplomexamen mit der Arbeit "Untersuchung intermetallischer Indium-Wismut-Verbindungen mit der Winkelkorrelationsmethode"
Mai 1976 - April 1977	Wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
Seit Mai 1977	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990